

О форме движущейся границы области магнитной неустойчивости

Е.В. Беспалов¹, В.С. Вяткин², В.П. Ефремов¹, Е.П. Красноперов²

¹ИТЭС РАН, ул. Ижорская, 13/19, г. Москва, 125412, Россия

²РНИЦ Курчатовский институт, пл. Курчатова, 1, г. Москва, 123182, Россия
E-mail: kep@issph.kiae.ru

Статья поступила в редакцию 19 июля 2006 г., после переработки 20 сентября 2006 г.

При разрушении магнитной неустойчивости вдоль сверхпроводника распространяется волна, разделяющая устойчивое и неустойчивое состояния. Индукционным методом определена конфигурация границы раздела этих состояний. Для Nb–Ti проволоки диаметром 0,16 мм протяженность движущейся границы составляет 1,7–2,4 мм в зависимости от магнитного поля.

При руйнуванні магнітної нестійкості уздовж надпровідника поширюється хвиля, що розділяє стійкий та нестійкий стани. Індукційним методом визначено конфігурацію границі розподілу цих станів. Для Nb–Ti дроту діаметром 0,16 мм довжина границі, що рухається, становить 1,7–2,4 мм залежно від магнітного поля.

PACS: 74.25.–q Свойства сверхпроводников I и II рода;
74.25.Na Магнитные свойства;
174.25.Qt Вихревые решетки, пиннинг потока, ползучесть потока.

Ключевые слова: сверхпроводники II рода, магнитная неустойчивость, форма границы.

Введение

Жесткие сверхпроводники II рода после охлаждения их ниже температуры сверхпроводящего перехода и последующего намагничивания (процедура ZFC — zero field cooling) оказываются в метастабильном, неустойчивом состоянии [1]. Согласно модели критического состояния, предложенной Бином [1,2], при изменении поля возникают экранирующие сверхпроводящие токи, плотность которых равна критической величине $J_c(T, H)$. Модель Бина объясняет основные аспекты поведения сверхпроводников II рода: динамику проникновения вихрей, необратимость кривой намагничивания, скачки потока и др. Неустойчивость неоднородно намагниченного сверхпроводника объясняется тем, что $\partial J_c / \partial T < 0$ отрицательно. При тепловом возмущении критический ток снижается, и, соответственно, магнитное поле (в виде вихрей) проникает в сверхпроводник. Если теплоемкость сверхпроводника невелика, то выделяемое при движении вихрей тепло может вызвать увеличение температуры, превышающее начальное возмущение. В этом случае раз-

вивается лавинообразный процесс — скачок магнитного потока, который разрушает неустойчивое состояние. В результате система переходит в термодинамически устойчивое состояние с однородно распределенным внутри сверхпроводника полем [1,3]. В последние годы интерес к изучению процессов разрушения неустойчивости связан с совершенствованием скоростной магнитооптической техники, с помощью которой в тонких пленках удается наблюдать процессы проникновения поля в виде дендритных структур со скоростями более 100 км/с [4]. Столь быстрые процессы, превышающие скорость звука, потребовали привлечения нелокальной электродинамики [5,6], которая смогла объяснить многие наблюдаемые процессы в пленках.

С увеличением толщины сверхпроводящей пленки процесс проникновения поля замедляется [6], и для длинного сверхпроводящего провода поле внутрь проникает со скоростью на 2–3 порядка медленнее, чем в пленке [3]. С другой стороны, вдоль сверхпроводящей проволоки наблюдается продольное, равномерное движение волны разрушения маг-

нитной неустойчивости (ДВРМН). Первые подобные эксперименты были изложены в работе [7]. Позднее подробно изучено ДВРМН вдоль сверхпроводящих Nb—Ti проволок различного диаметра [8]. Установлено, что в полях $H < 0,3$ Тл сверхпроводящее состояние устойчиво, и начальное возмущение не расширяется. В полях, выходящих за границу устойчивости ($H \geq H_i = 0,3$ Тл), вдоль проводника с постоянной скоростью движется волна магнитной неоднородности. Уже в первых экспериментах [7] было показано, что характерная продольная скорость ДВРМН на порядок выше, чем скорость диффузии поля внутрь проводника, но профиль границы, разделяющей устойчивое и неустойчивое состояния, определен не был. В работе [9] на основе анализа формы импульса магнитного потока предложен метод определения профиля границы раздела состояний при ДВРМН. Однако ширина четырехвитковой катушки ($\approx 0,3$ мм), использованной в первых экспериментах [9], вносила заметную ошибку в определяемый профиль. В настоящей работе применен цифровой осциллограф Tektronix 5180S, чувствительность которого на порядок выше использовавшегося ранее осциллографа АСК-3110. С его помощью получен достаточный сигнал от узкой, одновитковой микрокатушки. Тем самым, в рамках модели критического состояния с большой точностью удалось определить форму границы раздела неустойчивого и равновесного состояний при ДВРМН.

Эксперимент и результаты вычислений

Геометрия эксперимента была такой же, как в [8,9]. В качестве образцов исследовали Nb—Ti проволоки диаметром 0,16 мм. На образец были намотаны одновитковые измерительные микрокатушки из медного провода диаметром 50 мкм. Расстояние между катушками составляло 3,5–4,5 мм. Образец помещали вдоль оси длинного сверхпроводящего соленоида, и всю конструкцию охлаждали жидким гелием. После достижения теплового равновесия подавался ток в соленоид, и образец намагничивался (процедура ZFC). Затем на одном из концов образца тепловым или магнитным импульсом возбуждалась узкая область нормальной фазы, которая инициировала ДВРМН. Движение фронта разрушения сопровождалось изменением магнитного потока $d\Phi/dt$, которое, в свою очередь, вызывало импульсы напряжения на измерительных катушках. В специальном эксперименте было установлено, что постоянная времени измерительной системы τ менее 50 нс. На рис. 1 показаны характерные сигналы импульсов от двух катушек в поле $H = 0,6$ Тл. По разности времени между началами импульсов и извест-

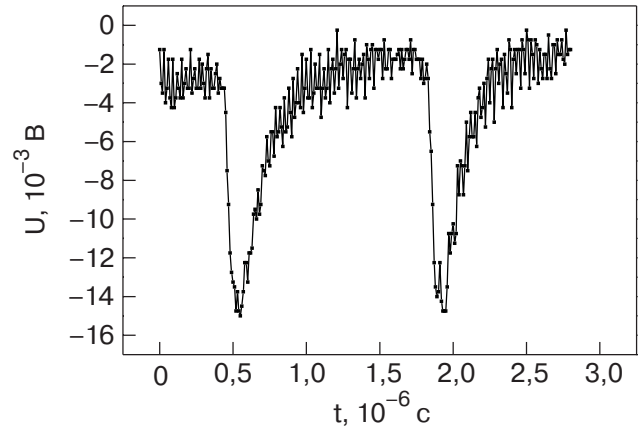


Рис. 1. Импульсы напряжения на измерительных катушках.

ном расстоянии между микрокатушками определяли скорость ДВРМН вдоль провода. В показанном на рис. 1 случае скорость V равна 3,2 км/с.

На рис. 2 изображена зависимость скорости ДВРМН от поля, которая имеет ярко выраженный пороговый характер. Вблизи порога неустойчивости ($0,3 < H < 0,4$ Тл) наблюдаются раздвоение импульсов, которое вызывается нерегулярностью процесса. Это связано с неполным проникновением намагничивающего поля в образец. В области полей 0,5–1,4 Тл процесс распространения является регулярным, и мы рассмотрим только эту область.

Интегрированием импульса напряжения на микрокатушке легко определить зависимость от времени изменяющегося в ней магнитного потока $\Phi(t)$. Для того, чтобы найти связь потока и границы раздела состояний, обратимся к рис. 3. Поскольку граница движется с постоянной скоростью V , то удобно перейти в движущуюся с ней систему координат. В этой системе координат граница неподвижна, а катушка (К) перемещается со скоростью V вдоль сверхпроводника. Введем функцию $\xi(x)$, которая

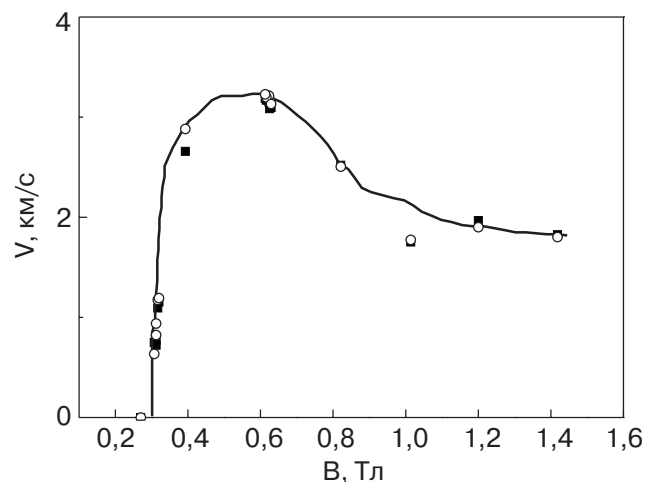


Рис. 2. Зависимость скорости ДВРМН от магнитного поля.

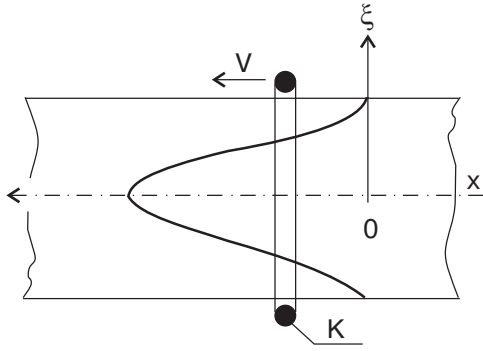


Рис. 3. Схематическое изображение движения волны магнитной неустойчивости.

описывает положение границы раздела состояний. Ось x расположим вдоль оси сверхпроводника, а начало координат поместим на оси провода напротив начала разрушения сверхпроводимости на поверхности образца в невозмущенной области. При заданном x в области от внешнего радиуса сверхпроводника R до ξ проникшее магнитное поле равно внешнему полю H_0 и является однородным. В этой области состояние сверхпроводника, очевидно, устойчивое. В области от оси провода до ξ поле является неоднородным и, согласно модели критического состояния [1], линейно зависит от радиуса, как изображено на рис. 4. Таким образом, граница раздела $\xi(x)$ отделяет устойчивое состояние сверхпроводника от неустойчивого. Соответственно, функция $\xi(x)$ определяется следующими условиями:

$$H = \begin{cases} H_0 & \text{для } \xi < r < R, \\ \alpha r + \beta & \text{для } r < \xi, \end{cases} \quad (1a)$$

где $\alpha/2\pi = J_c$ — характеризует критический ток, а β представляет глубину проникновения поля. При $\beta > 0$ поле проникает во все сечение сверхпроводника. Задача о нахождении $\xi(x)$ имеет простое решение для $\beta \geq 0$, т.е. в случае, когда после намагничивания поле проникло до середины сверхпроводника и плотность критического тока одинакова по сечению. Для исследуемой Nb—Ti проволоки $J_c \approx 10^6$ А/см². Поэтому при диаметре 0,16 мм поле проникает целиком по сечению проволоки, в полях $H > 0,5$ Тл, и предположение $\beta \geq 0$ оправдано.

В плоскости катушки (рис. 3), согласно распределению поля (1), магнитный поток равен

$$\Phi = H_0 \pi (R^2 - \xi^2) + \int_0^\xi (\alpha r + \beta) 2\pi r dr = H_0 \pi (R^2 - \xi^2) + (2\pi/3) \alpha \xi^3 + \pi \beta \xi^2. \quad (2)$$

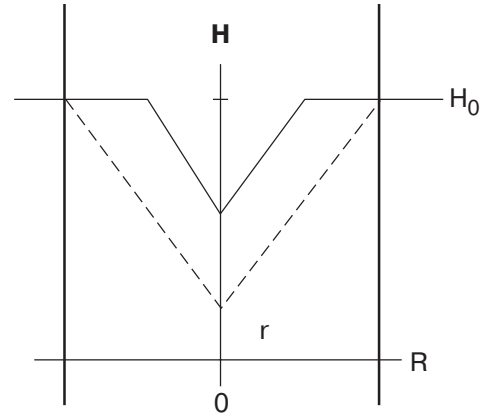


Рис. 4. Распределение поля внутри сверхпроводника для двух положений катушки: до разрушения неустойчивости ($x < 0$) (---); на расстоянии x от начала границы (рис. 2), где $0 < \xi < R$ (—).

На границе раздела из условия (1б) параметр $\beta = H_0 - \alpha \xi$. После подстановки его в (2) имеем

$$\Phi = \pi H_0 R^2 - (\pi \alpha / 3) \xi^3. \quad (3)$$

Поскольку фронт ДВРМН имеет постоянную скорость, то заменяя в измеренном магнитном потоке $\Phi(t)$ время на $t = x/V$, получаем простое соотношение для определения границы раздела состояний

$$\xi(x) = R \{1 - \Phi(x/V) / \Phi_0\}^{1/3}, \quad (4)$$

где $\Phi_0 = \pi H_0 R^2$ — равновесный поток в проволоке после прохождения волны.

На рис. 5 приведена граница раздела состояний при ДВРМН, полученная, согласно (4), для трех значений магнитного поля: для максимальной скорости (при $H = 0,6$ Тл) и при больших полях. Раз-

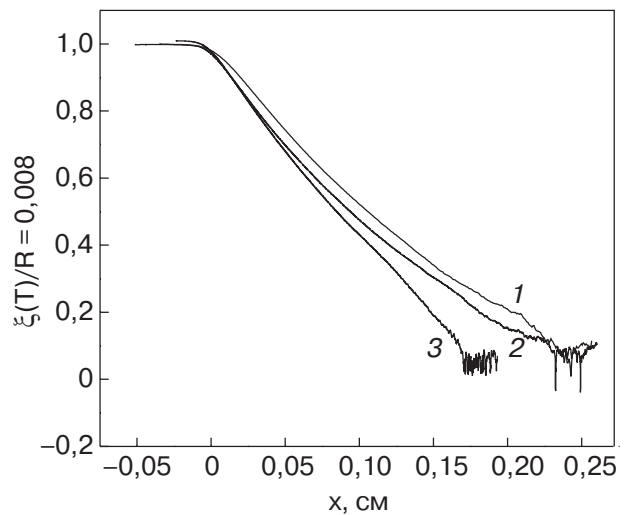


Рис. 5. Профили движущейся границы раздела устойчивого и неустойчивого состояний Nb—Ti проволоки диаметром 0,16 мм в различных полях H , Тл: 0,6 (1); 1,2 (2); 1,35 (3).

брос значений малых ξ связан с извлечением корня в (4). На рисунке видно, что протяженность границы по отношению к радиусу весьма велика и составляет примерно 25:1. Это отражает известный факт, что разрушение сверхпроводимости вдоль проволоки происходит на порядок быстрее по сравнению с проникновением поля внутрь по радиусу [7]. Для Nb—Ti проволоки диаметром 0,16 мм протяженность движущейся границы раздела составляет 1,7 мм при максимальной скорости 3,2 км/с. В больших полях скорость ДВРМН снижается, и протяженность границы увеличивается до 2,4 мм в поле $H \approx 1,4$ Тл.

Положительная кривизна зависимости $\xi(x)$ связана с тем, что продольное движение границы является равномерным ($x = Vt$), а поперечное движение — диффузионным. Полагая коэффициент диффузии поля внутрь сверхпроводника D_m , уравнение для границы можно представить в виде $(R - \xi)^2 \cong (D_m/V)x$. Это равенство справедливо на некотором удалении от начала фронта, так как магнитное поле не может иметь излома. Поскольку с увеличением скорости протяженность границы также увеличивается, то отношение $(R - \xi)^2 V/x = D_m$ является константой. В интервале $0,02 < x < 0,14$ из кривых на рис. 5 легко получить $D_m = (2-3) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$. Это значение близко к значениям коэффициента магнитной диффузии при скачках потока (см. [3], стр. 51).

Таким образом, впервые определена форма границы раздела фаз и ее протяженность при распространении магнитной неустойчивости в сверхпроводящей проволоке. Данный метод может быть полезным при изучении скачков потока в протяженных сверхпроводниках.

Авторы благодарят Д.С. Калиниченко за помощь в обработке некоторых измерений.

1. M.N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Clarendon, Oxford, UK (1983).
2. C.P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
3. Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, *Неустойчивости в сверхпроводниках*, Наука, Москва (1984).
4. U. Bolz, B. Biehler, D. Schmidt, B.-U. Runge, and P. Leiderer, *Europhys. Lett.* **64**, 517 (2003).
5. A.L. Rakhmanov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, and T.H. Jonsen, *Rhys. Rev.* **B70**, 224502 (2004).
6. B. Biehler, B.-U. Runge, P. Leiderer, and R.G. Mints, *Phys. Rev.* **B72**, 024532 (2005).
7. M.S. Walker and J.K. Hulm, *J. Appl. Phys.* **37**, 1015 (1966).
8. G.L. Dorofeev, E.P. Krasnoperov, Y.D. Kuroedov, and V.S. Vyatkin, *Physica* **C402**, 196 (2004).
9. Е.П. Красноперов, *Препринт ИАЭ-6399/10* (2006).

On the form of the moving magnetic instability border

E.V. Bepalov, V.S. Vyatkin,
V.P. Efremov, and E.P. Krasnoperov

An avalanche wave extends along a superconducting wire in case of collapse of magnetic instability. This wave divides stable and unstable states of the superconductor. The border's configuration between these states is measured by the induction method. For the Nb—Ti wire of 0.16 mm in diameter the border's length is 1.7–2.4 mm depending on magnetic field.

PACS: **74.25.-q** Properties of type I and type II superconductors;
74.25.Ha Magnetic properties;
74.25.Qt Vortex lattices, flux pinning, flux creep.

Keywords: type II superconductors, magnetic instability, form of border.